

P14-2007-12

Т. Н. Мамедов<sup>1</sup>, А. С. Батури<sup>2</sup>, В. Д. Бланк<sup>3</sup>, Д. Герлах<sup>4</sup>,  
В. Н. Горелкин<sup>2</sup>, К. И. Грицай<sup>1</sup>, В. А. Жуков<sup>1</sup>,  
М. С. Кузнецов<sup>3</sup>, С. А. Носухин<sup>3</sup>, А. В. Стойков<sup>1,4</sup>,  
С. А. Терентьев<sup>3</sup>, У. Циммерманн<sup>4</sup>

ИССЛЕДОВАНИЕ АКЦЕПТОРНОЙ ПРИМЕСИ БОРА  
В ИСКУССТВЕННОМ АЛМАЗЕ  $\mu^-$ -SR-МЕТОДОМ

Направлено в «Журнал экспериментальной и теоретической физики»

---

<sup>1</sup>Объединенный институт ядерных исследований, Дубна

<sup>2</sup>Московский физико-технический институт, Долгопрудный,  
Московская обл.

<sup>3</sup>Технологический институт сверхтвердых и новых углеродных  
материалов, Троицк, Московская обл.

<sup>4</sup>Paul Scherrer Institut, CH-5232 Villigen PSI, Switzerland

Мамедов Т. Н. и др.

P14-2007-12

Исследование акцепторной примеси бора в искусственном алмазе  $\mu^-$  SR-методом

Представлены результаты исследования поведения акцепторной примеси бора в искусственном алмазе  $\mu^-$  SR-методом. Были исследованы образцы IIa и IIb типов. Атомы акцепторной примеси  $\mu$ B в образце создавались путем имплантации отрицательных мюонов. Поляризация мюонов была исследована в поперечном спину мюона магнитном поле величиной 2,5 кГс в диапазоне температур 4,2–300 К.

Обнаружено, что акцепторный центр  $\mu$ B в алмазе образуется в основном в диамагнитном (ионизованном) состоянии. Определена скорость захвата дырки на ионизованный акцепторный центр в IIa и IIb типах алмаза в области температур выше 80 и 50 К соответственно.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Джелепова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2006

Mamedov T. N. et al.

P14-2007-12

Investigation of the Boron Acceptor Impurity in a Synthetic Diamond by the  $\mu^-$  SR-method

The results in the investigation of boron acceptor centers in a synthetic diamond by the  $\mu^-$  SR-method are presented. Two IIa and IIb type monocrystal samples were studied. Atoms of  $\mu$ B-acceptor impurity in the sample were created by implantation of negative muons. The polarization of muons was studied in a magnetic field of 2.5 kG transverse to the direction of the muon spin in the temperature range 4.2–300 K.

It was found that  $\mu$ B acceptor in a diamond is formed mostly in diamagnetic (ionized) state. The hole capture rate by an ionized acceptor center in IIa and IIb types of a synthetic diamond was found at temperatures  $T > 80$  K and  $T > 50$  K respectively.

The investigation has been performed at the Dzhelapov Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2006

## ВВЕДЕНИЕ

Алмаз, как полупроводник, обладающий высокой механической прочностью, теплопроводностью и радиационной устойчивостью, давно привлекает к себе внимание с точки зрения изготовления на его основе детекторов ядерного излучения и элементов твердотельной электроники, способных работать в условиях сильных радиационных и тепловых нагрузок (см., например, [1]). Существенный прогресс [2, 3], достигнутый в последние годы в технологии получения высококачественных поли- и монокристаллических пленок искусственного алмаза толщиной 200–300 мкм и более, делает реальным создание в ближайшие годы на основе алмаза детекторов ядерного излучения и элементов электроники.

Основными электрически активными примесями в алмазе являются атомы азота и бора [1, 4, 5]. Однако атомы азота в алмазе образуют очень глубокие донорные уровни ( $E_c = 1,7$  и  $4,0$  эВ при ширине запрещенной зоны  $E_g = 5,4$  эВ), и поэтому применение алмаза с примесью азота в электронных устройствах затруднено. Замещающие атомы бора в решетке алмаза образуют относительно неглубокие акцепторные центры ( $E_v = 0,37$  эВ [6, 7]). Растворимость атомов бора в алмазе достаточно высокая ( $\sim 10^{21}$  см $^{-3}$ ), и критическая концентрация, соответствующая переходу полупроводник–металл, составляет около  $n_c = 2 \cdot 10^{20}$  см $^{-3}$  [4, 8]. Время жизни неравновесных носителей заряда в природном алмазе составляет не более  $10^{-8}$  с (см., например, [1]).

Как и в других полупроводниках с кристаллической структурой алмаза, ЭПР-сигнал акцепторных примесей в алмазе был наблюден лишь в деформированных образцах [9]. При этом резонансная линия настолько широкая, что сверхтонкая структура не наблюдается, и, соответственно, из этих данных определение константы сверхтонкого взаимодействия акцепторного центра не представляется возможным.

Результаты, достигнутые в изучении взаимодействия акцепторной примеси алюминия в решетке кремния с использованием пучков поляризованных отрицательных мюонов [10–13], дают достаточные основания полагать, что применение данного метода позволит хотя бы частично заполнить пробел, имеющийся в настоящее время в экспериментальном исследовании акцепторной примеси бора в алмазе. Возможность использования поляризованных отрицательных мюонов для исследования взаимодействий акцепторной примеси в алмазе обусловлена тем, что при захвате мюона атомом углерода образовавшийся мюонный атом  $\mu\text{В}$ , с точки зрения строения его электронной

оболочки, имитирует атом бора. При этом поляризация мюона определяется состоянием электронной оболочки (парамагнитным или диамагнитным) мюонного атома — акцепторного центра (АЦ), сверхтонким взаимодействием в АЦ и взаимодействиями АЦ со средой. Соответственно, исследуя временную эволюцию поляризации мюонов, остановившихся в алмазе, можно получить информацию о взаимодействиях акцепторной примеси бора в кристаллической решетке алмаза.

В невырожденном алмазе основным состоянием акцепторного центра бора является парамагнитное состояние с эффективным моментом  $j = 3/2$ , а уровень с  $j = 1/2$  расположен на величину  $\Delta = 2,07$  мэВ выше, чем уровень  $j = 3/2$  [14]. Взаимодействие с фононами в кристалле приводит к релаксации магнитного момента акцепторного центра. При этом поведение поляризации мюона в АЦ  $\mu\text{В}$  зависит от соотношения скорости релаксации магнитного момента акцепторного центра  $\nu$  и константы сверхтонкого взаимодействия мюона с электронной оболочкой данного центра  $A_{\text{hf}}$ . Согласно теоретическим расчетам [15], при  $\nu \gg A_{\text{hf}}$  ожидается релаксация спина мюона и парамагнитный сдвиг частоты прецессии спина мюона в магнитном поле.

Временная зависимость поляризации мюона в случае  $\nu \gg A_{\text{hf}}$  может быть получена решением следующей системы дифференциальных уравнений [10]:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}p_1 &= (i\omega_1 - r_{12})p_1 + r_{21}p_2, \\ \frac{d}{dt}p_2 &= r_{12}p_1 + (i\omega_2 - \lambda - r_{21})p_2, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $p_j = P_j^x \cos(\omega_j t) + iP_j^y \sin(\omega_j t)$  — проекция поляризации мюона в плоскости, перпендикулярной направлению магнитного поля;  $\omega_j$  — частота прецессии спина мюона в магнитном поле;  $r_{12}$  и  $r_{21}$  — скорости перехода из состояния 1 в состояние 2 и из 2 в 1 соответственно;  $\lambda$  — скорость релаксации спина мюона в парамагнитном центре  $\mu\text{В}$ . Индексы 1 и 2 соответствуют диамагнитному и парамагнитному состояниям акцептора  $\mu\text{В}$ .

## 1. ИЗМЕРЕНИЯ

Измерения были выполнены на спектрометре GPD [16], расположенном на мюонном канале  $\mu\text{E1}$  ускорителя протонов Института Пауля Шеррера (PSI, Швейцария). Перпендикулярное к направлению вектора начальной поляризации спина мюона однородное магнитное поле на образце создавалось кольцами Гельмгольца. Величина магнитного поля составляла 2,5 кГц с долговременной стабильностью не хуже чем  $10^{-4}$ . Измерения проводились в криостате, продуваемом парами гелия, что позволяло изменять температуру

образца в диапазоне 4,2–300 К. Температура образца стабилизировалась с точностью не хуже чем 0,1 К.

В измерениях были использованы два образца (обозначаемые далее как D3 и D4), составленные из нескольких монокристаллов алмаза. Вес каждого образца  $\sim 2$  г. Размер отдельных кристаллов составлял 1–4 мм. Образец D3 — Па типа (бесцветный, прозрачный) — содержал примесь азота около 0,5 ppm (1 ppm соответствует концентрации  $1,76 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ ). Второй образец D4 — Pb типа (голубого цвета, прозрачный) — был допирован бором. Концентрации азота и бора в нем составляли 0,5 и 1,5 ppm соответственно. В обоих образцах заметна в виде темных включений примесь никеля, используемого как катализатор в процессе синтеза. Кристаллы алмаза были получены методом спонтанного синтеза при высоких давлении и температуре (НРНТ) в Технологическом институте сверхтвердых и новых углеродных материалов. Ранее нами были исследованы также два других образца алмаза: D1 и D2 [17, 18]. Образец D1, полученный методом НРНТ [19], состоял из кристаллов черного цвета размером 120–180 мкм и содержал примеси азота, алюминия, марганца, железа и никеля до 0,1%. Образец D2 с общим весом  $\sim 2$  г был составлен из алмазных пленок с размерами  $\lesssim 20 \times 20 \times 0,4$  мм. Пленки алмаза были получены методом химического осаждения (CVD-метод) из паров смеси  $\text{CH}_4/\text{H}_2$  [20]. При этом основными примесями в образце были водород (75–300 ppm) и азот (0,4–10 ppm). Другие примеси составляли менее 0,1 ppm. Размеры кристаллитов в плоскости пленки находились в интервале 70–120 мкм. Ось кристаллитов  $\langle 110 \rangle$  была перпендикулярна к поверхности пленок. Известно также, что кристаллиты в пленке являются напряженными, причем напряжение возрастает к границам зерен и может достигать величины, соответствующей давлению десятков кбар [21].

Временная эволюция поляризации мюонов  $P_i^x(t)$  (далее индекс  $x$  опущен), остановившихся в образце, исследовалась путем измерения временного распределения электронов из реакции  $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ , вылетающих по направлению  $x$ , перпендикулярному внешнему магнитному полю. С учетом решений уравнений (1) зависимость количества зарегистрированных электронов от времени (по отношению к времени остановки мюонов в образце) имеет следующий общий вид:

$$N(t) = N_0 \exp(-t/\tau_\mu) \left( 1 + \frac{1}{3} \sum_{i=1}^2 P_i(t) \cos(\omega_i t + \varphi_i) \right) + \text{Bg}, \quad (2)$$

где  $N_0$  — величина, определяемая количеством остановок мюонов в образце; Bg — случайный фон, не связанный с распадом остановившихся в образце мюонов;  $\tau_\mu$  — время жизни мюона на 1s-уровне в атоме;  $\varphi_i$  — фаза прецессии спина мюона в магнитном поле.

В рамках настоящей работы мы не будем обсуждать методику измерений и процедуру восстановления функции поляризации спина мюона  $P_i(t)$  из аппаратурных  $\mu^-$  SR-спектров. Эти вопросы подробно рассмотрены в работах [10, 11].

## 2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 1 в качестве примера представлен аппаратурный спектр в интервале времени 0–1 мкс, соответствующий остановкам отрицательных мюонов в искусственном алмазе  $\text{Шб}$  типа при 240 К. Полный диапазон измерений составляет 10 мкс. Для наглядности фон вычтен, и данные поправлены на множитель  $N_0 \exp(-t/\tau_\mu)$ . Ввиду того, что в исследованных образцах прецессия спина мюона наблюдалась только на одной частоте, далее в тексте индексы  $i$  опущены. Как видно из рис. 1, в начальный момент времени величина  $P(t)/3$  близка к 0,05, что примерно соответствует ожидаемому максимальному значению поляризации мюона на 1s-уровне в углероде. Очевидно, что имеет место уменьшение поляризации мюона во времени.

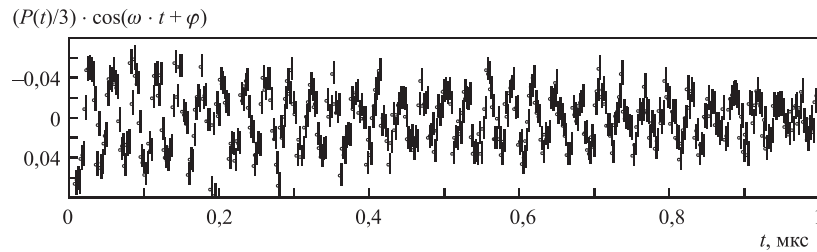


Рис. 1. Аппаратурный спектр после вычитания фона и введения поправки на экспоненту с характерным временем жизни мюона на 1s-уровне в углероде для искусственного алмаза  $\text{Шб}$  типа при 240 К

Экспериментальные данные были аппроксимированы функцией (2) в предположении, что  $P(t) = P(T, t) = P_0(T) \exp(-R(T)t)$ . Полученные результаты по температурной зависимости величины поляризации в начальный момент времени  $P_0(T)$  по отношению к  $P_0(300)$  и скорости потери поляризации мюона  $R(T)$  для образцов D3 и D4 представлены на рис. 2 и 3 соответственно. На рис. 3 для сравнения приведены также измеренные ранее данные для CVD-алмаза [18].

Как видно из рис. 2 и 3, скорости уменьшения поляризации во времени  $R$  в образцах D2, D3 и D4 существенно отличаются. Для каждого образца имеется определенный интервал температур, в котором наблюдается степенная

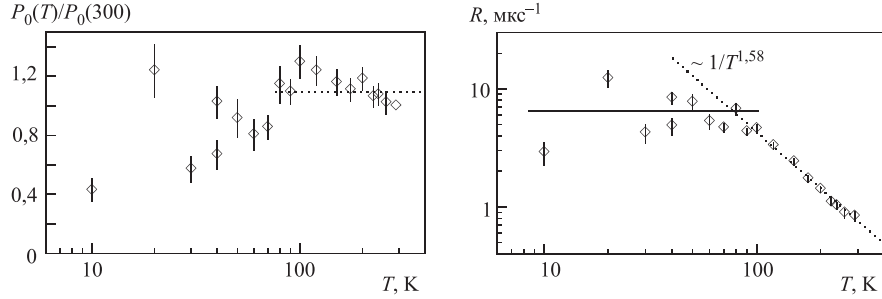


Рис. 2. Температурные зависимости начальной поляризации спина мюона  $P_0(T)/P_0(300)$  и скорости ее уменьшения  $R$  в искусственном алмазе Па типа (образец D3). Горизонтальные линии проведены для наглядности. Наклонная линия соответствует минимуму  $\chi^2$  при аппроксимации экспериментальных данных степенной зависимостью от температуры при  $T > 80$  К

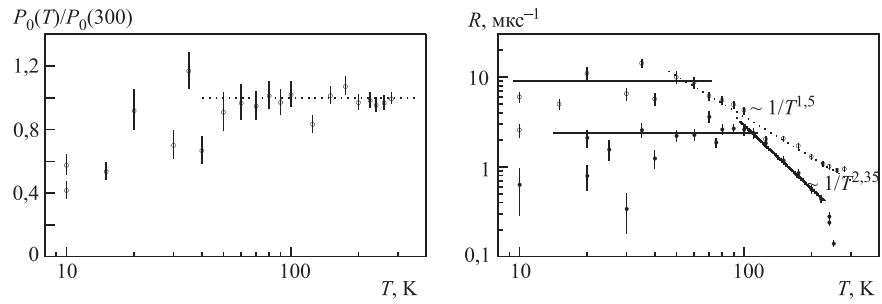


Рис. 3. Температурные зависимости  $P_0(T)/P_0(300)$  начальной поляризации спина мюона и скорости ее уменьшения  $R$  в искусственном алмазе Пв типа ( $\circ$  — образец D4) и в CVD-алмазе ( $\bullet$  — образец 2) [18]. Горизонтальные линии проведены для наглядности. Наклонные линии соответствуют минимуму  $\chi^2$  при аппроксимации экспериментальных данных зависимостью  $R \sim T^{-\alpha}$

зависимость  $R$  от  $T$ . Значение параметра  $\alpha$ , полученное при аппроксимации экспериментальных данных зависимостью  $R = C \cdot T^{-\alpha}$ , максимальное значение  $R_{\max}$ , интервал температур  $\Delta T$ , в котором проводилась аппроксимация данных и температура  $T_0$ , выше которой наблюдается степенная зависимость  $R$  от  $T$ , приведены в таблице. При температурах  $T \geq T_0$  значения  $P_0(T)$  в пределах погрешности измерений не зависят от температуры и близки к величине в графите. В области  $T \leq T_0$  наблюдаются нерегулярности в температурных зависимостях  $P_0(T)$  и  $R(T)$ . Однако при температурах  $T \leq T_0$  имеет место сильная корреляция между параметрами  $P_0(T)$  и  $R(T)$  (см. рис. 2 и 3). Соответственно, в данной области температур нахождение

значений  $P_0(T)$  и  $R(T)$  из одних и тех же экспериментальных данных при имеющейся статистике может оказаться некорректным. Например, значение  $\chi^2$  при фитировании экспериментальных данных для образцов D3 и D4 с фиксированным значением  $P_0(T) = P_0(T = 300 \text{ К})$  практически не отличается от случая, когда  $P_0(T)$  и  $R(T)$  принимались как свободно варьируемые параметры. Следует отметить, что при  $P_0(T) = P_0(T = 300 \text{ К})$  полученные значения  $R(T < T_0)$  для D3 и D4 практически не зависят от температуры и по величине близки к  $R_{\text{max}}$ , приведенным в таблице для соответствующего образца.

**Значения параметра  $\alpha$  в зависимости  $R \sim T^{-\alpha}$**

Образец	$T_0$ , К	$\Delta T$ , К	$\alpha$	$R_{\text{max}}$ , мкс <sup>-1</sup>
D2	100	100–220	$2,35 \pm 0,08$	2,4
D3	80	80–300	$1,58 \pm 0,07$	6,5
D4	50	50–280	$1,50 \pm 0,08$	10,0

Значения  $R$  (в интервале 80–280 К) и параметра  $\alpha$  для кристаллических образцов D3 и D4 близки друг к другу и существенно отличаются от их величины для алмазной пленки (образец D2). Значение  $T_0$ , выше которой наблюдается степенная зависимость  $R$  от температуры, уменьшается от образца к образцу в порядке следования D2:D3:D4 как 100:80:50 К.

Что касается образца D1 с высокой концентрацией примеси и дефектов, то из прежних измерений следует [17], что  $R(T)$  меняется в незначительных пределах  $0,2\text{--}0,35 \text{ мкс}^{-1}$ , а  $P_0(T)/P_0(300)$  растет от 0,4 при  $T = 6 \text{ К}$  до единицы при 300 К.

### 3. ОБСУЖДЕНИЕ

Как было отмечено выше, в случае формирования АЦ  $\mu\text{В}$  в парамагнитном состоянии в алмазе должен иметь место сдвиг частоты прецессии спина мюона в магнитном поле. Однако в образцах алмаза во всем диапазоне температур частота прецессии спина мюона во внешнем магнитном поле совпадает с частотой прецессии в графите с точностью  $5 \cdot 10^{-4}$ . Например, в кремнии в диапазоне 6–55 К парамагнитный сдвиг частоты  $\Delta\omega/\omega$  меняется от  $10^{-2}$  до  $10^{-3}$ , и его температурная зависимость соответствует закону Кюри [10–13]. В случае алмаза парамагнитный сдвиг частоты прецессии спина должен был бы быть в несколько раз больше, чем в кремнии, поскольку боровский радиус акцепторного центра в алмазе примерно в два раза меньше, чем в кремнии.



Совпадение частоты прецессии спина мюона в алмазе с ее значением в графите свидетельствует о том, что в эксперименте наблюдается лишь поляризация мюона на акцепторном центре  $\mu\text{B}$ , находящемся в диамагнитном (ионизованном) состоянии. Соответственно при  $T > T_0$  мюонный атом (акцепторный центр) за время  $\lesssim 10^{-9}$  с вероятностью, близкой к единице, образует в диамагнитном состоянии ( $\mu\text{B}^-$ ). Уменьшение же поляризации во времени при  $T > T_0$  обусловлено захватом дырок со скоростью  $R$  на ионизованный (диамагнитный) акцепторный центр. Таким образом, экспериментально найденная величина  $R$  соответствует  $r_{12}$  в уравнениях (1).

Как видно из рис. 2 и 3, для образцов D3 и D4 при  $T < 40$  К имеется указание на уменьшение  $P_0(T)$ . Соответственно, не исключено, что в образцах D3 и D4 при  $T < 40$  К вероятность образования парамагнитного состояния ( $\mu\text{B}^0$ ) за время  $\lesssim 10^{-9}$  с существенно отличается от нуля, и парамагнитная фракция (далее: недостающая фракция) поляризации экспериментально не наблюдается. Заметная недостающая фракция поляризации мюона наблюдалась в образце D1 при  $T \leq 200$  К [17] и в образце D2 при  $T \leq 60$  К [18].

Парамагнитная фракция поляризации мюона в условиях настоящего эксперимента могла быть не наблюденна по следующим причинам:

- а)  $A_{\text{hf}}/h \gg \nu$ , то есть константа сверхтонкого взаимодействия магнитных моментов мюона и акцепторного центра  $A_{\text{hf}}/h$  значительно больше скорости релаксации магнитного момента акцепторного центра  $\nu$ . При этом прецессия полного магнитного момента (мюона и незаполненной электронной оболочки атома)  $\mu\text{B}$  в магнитном поле 2500 Э происходит на частоте  $\Omega$ , которая примерно в сто раз превосходит частоту прецессии спина свободного мюона. Однако в пределах разрешения аппаратуры прецессия на частоте  $\Omega$  не могла быть обнаружена. Следует отметить, что при  $A_{\text{hf}}/h \gg \nu$  в отсутствие магнитного поля в алмазе при  $\ll \Delta/k \simeq 24$  К ( $k$  — постоянная Больцмана) должна наблюдаться осцилляция поляризации мюона на частоте  $A_{\text{hf}}/h$ .
- б)  $A_{\text{hf}}/h < \nu$ , но имеет место быстрая деполяризация мюона в парамагнитном акцепторном центре.

При  $A_{\text{hf}}/h < \nu$  из решений уравнений (1) следует, что если АЦ  $\mu\text{B}$  за время  $\lesssim 10^{-9}$  с с определенной вероятностью формируется в диамагнитном и парамагнитном состояниях или он формируется в диамагнитном состоянии и имеет место переход в парамагнитное состояние, поляризация мюона как функция времени должна иметь две компоненты с отличными частотами прецессии спина мюона в магнитном поле. При этом парамагнитная фракция поляризации может быть экспериментально не обнаружена, если имеет место деполяризация мюона в парамагнитном состоянии со скоростью  $\geq 10^{-8}$  с $^{-1}$ .

С целью поиска осцилляции поляризации мюона было проведено измерение в образце D4 при 4,5 К в отсутствие внешнего магнитного поля. Осцилляция поляризации мюона на частотах менее 400 МГц не обнаружена. Соответственно надо допускать, что либо  $A_{hf}/h > 400$  МГц, либо имеет место случай  $A_{hf}/h < \nu$ . Простые оценки величины  $A_{hf}/h$  не позволяют исключить случай  $A_{hf}/h > 400$  МГц для акцепторного центра  $\mu B^0$  в алмазе. Таким образом, исключить одну из рассмотренных выше причин отсутствия парамагнитной фракции поляризации в настоящее время не представляется возможным.

Для выяснения деталей взаимодействий акцепторного центра  $\mu B^0$  в алмазе необходимо принимать во внимание степень совершенства образцов (кристалл, пленка, поликристалл, наличие дефектов), радиолиз среды при торможении мюона и в процессе формирования мюонного атома. Хотя в настоящее время мы не имеем количественных данных о концентрации ловушек и других дефектов в образцах, корреляция величин  $R$ ,  $\alpha$  и  $T_0$  со степенью совершенства образцов кажется очевидной.

Выше уже отмечалось качественное различие исследуемых образцов. То обстоятельство, что образцы D3 и D4 прозрачны, является свидетельством качества этих кристаллов. Естественно допустить, что они содержат наименьшее количество ловушек носителей заряда. (Влияние ловушек на проводимость в алмазе было наблюденно, например, в работе [22].) По содержанию примесей и дефектов пленки алмаза (образец D2) менее совершенны, чем кристаллы D3 и D4, а в образце D1 концентрация дефектов и, соответственно, ловушек для свободных носителей зарядов наибольшая. Причем ловушки могут иметь разные глубины. Образец D4 допирован бором, и концентрация примеси бора превосходит концентрацию азота, то есть в образце в равновесном состоянии имеется около  $2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  локализованных дырок с энергией связи 0,36 эВ. При учете таких оценок качества образцов из таблицы видно, что чем совершеннее образец как кристалл, тем а) меньше температура, ниже которой наблюдается недостающая поляризация; б) меньше температура, выше которой наблюдается степенная зависимость скорости потери поляризации  $R$ ; в) выше  $R$ .

При торможении мюона и при формировании мюонного атома возникает зона радиолиза среды вокруг мюонного атома. Как показывают расчеты [23], размер зоны радиолиза, где имеются неравновесные дырки и электроны, составляет около  $10^{-4}$  см. В этих условиях вероятность образования акцепторного центра в парамагнитном или диамагнитном состояниях зависит от концентрации и подвижности свободных носителей заряда и от того, что к моменту термализации носителей заряда в зоне радиолиза какая-то часть их окажется захвачена ловушками.

В работе [24] показано, что сечение захвата  $\sigma$  свободного носителя на изолированный кулоновский центр в полупроводниках определяется следую-

шей формулой:

$$\sigma = \frac{4\pi}{3l_0} \frac{e^2}{\varepsilon kT} \left( \frac{e^2}{\varepsilon (kT + 2,74ms^2)} \right)^2, \quad (3)$$

где  $e$  — элементарный заряд;  $m$  — эффективная масса носителя (в нашем случае  $0,7 \cdot m_e$  для дырки в алмазе);  $m_e$  — масса свободного электрона;  $s$  — скорость звука в среде (для алмаза  $1,86 \cdot 10^6$  см/с при 300 К);  $T$  — температура среды;  $k$  — постоянная Больцмана;  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость среды;  $l_0$  — длина потери энергии (оценка для алмаза  $10^{-4}$  см).

Скорость захвата  $R$  дырки на ионизованный акцепторный центр может быть определена как

$$R = n\sigma \sqrt{\frac{8kT}{\pi m}}, \quad (4)$$

где  $n$  — концентрация дырок.

Для того чтобы обеспечить грубое согласие вычисленного значения  $R$  с экспериментальными данными (см. рис. 4) в области температур 70–150 К, требуется предположить, что в окрестности акцепторного центра имеются неравновесные дырки с концентрацией около  $9 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$ , которые образовались в процессе торможения и захвата отрицательного мюона и не успели рекомбинироваться к моменту наблюдения. При более высоких температурах (выше 150 К) следует дополнительно учитывать появление свободных равновесных дырок, связанных с ионизацией примеси бора, поэтому экспериментальные точки для образца D4 (IIb) на графике лежат выше теоретической кривой.

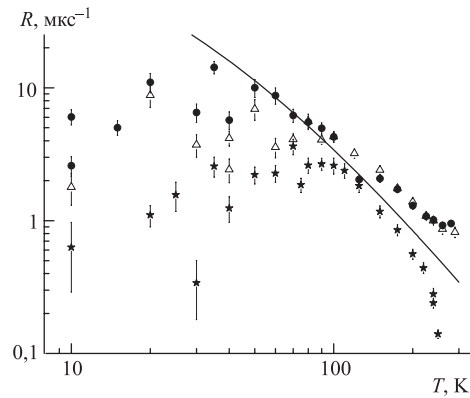


Рис. 4. Зависимость скорости уменьшения поляризации от температуры для образцов D2 (\* — CVD-алмаз), D3 ( $\Delta$  — тип IIa), D4 ( $\bullet$  — тип IIb). Сплошная кривая соответствует расчету по формуле (4) при  $n = 9 \cdot 10^{11}$  см $^{-3}$

Приведенные выше оценки не проясняют, однако, почему при высоких температурах практически нет разницы в скорости захвата дырки между образцами D4 (Пб) и D3 (Па), в то время как в последнем отсутствует примесь бора.

Поскольку в случае образцов D3 и D4 требуется уточнение и увеличение количества экспериментальных данных при температурах ниже  $T_0$ , пока воздержимся от обсуждения полученных в этой области результатов. Лишь отметим, что помимо наблюдаемой корреляции значений  $T_0$  с качеством образцов, возможно, в области температур  $T \lesssim 50$  К проявляется влияние эффекта абсолютно отрицательной проводимости в полупроводниках (см., например, [25, 26]), поскольку в момент формирования АЦ  $\mu\text{В}$  в среде возникают неравновесные носители заряда (электроны и дырки).

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для монокристаллического алмаза в температурных зависимостях поляризации мюона и скорости ее релаксации в акцепторном центре  $\mu\text{В}$  можно выделить две области: низкотемпературную и высокотемпературную. В высокотемпературной области акцепторный центр с вероятностью, близкой к единице, образуется в диамагнитном состоянии, и дальнейшее уменьшение поляризации во времени обусловлено захватом дырки на акцепторный центр. Экспериментально определена скорость захвата дырок на акцепторный центр в алмазе, температурная зависимость которой хорошо аппроксимируется в высокотемпературной области функцией вида  $R = C \cdot T^{-\alpha}$ . Кроме этого, установлено, что значение температуры  $T_0$ , соответствующей границе между высоко- и низкотемпературной областями, уменьшается по мере снижения дефектности образца.

Теоретические оценки скорости захвата дырки на ионизованный акцепторный центр находятся в качественном соответствии с экспериментальными данными при температурах  $T > T_0$ . Дальнейшие детальные  $\mu\text{SR}$ -исследования в алмазе при температурах  $T < 50$  К представляют интерес, в том числе для экспериментального изучения эффекта абсолютной отрицательной проводимости в полупроводниках.

Настоящая работа была частично поддержана Министерством образования и науки РФ (грант РНП.2.1.1.9451).

Авторы благодарны дирекции Института Пауля Шеррера (Швейцария) за предоставление возможности проведения настоящих измерений.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Вавилов В. С. //УФН. 1997. Т. 167. С. 17.
2. Isberg J. et al. //Science. 2002. V. 297. P. 1670.
3. Adam W. et al. //NIM A. 2003. V. 514. P. 79.
4. Collins A. T. //Ceramics International. 1996. V. 22. P. 321.
5. Chrenko R. M. //Phys. Rev. B. 1973. V. 7. P. 4560.
6. Безруков Г. Н. и др. //Физика и техника полупроводников. 1970. Т. 4. С. 693; Sov. Phys. Semicond. 1970. V. 4. P. 58.
7. Collins A. T., Williams A. W. S. //J. Phys. C. 1971. V. 4, № 13. P. 1789.
8. Williams A. W. S., Lightowers E. C., Collins A. T. //J. Phys. C. 1970. V. 3. P. 1727.
9. Ammerlaan C. A. J. //Inst. Phys. Conf. Series 59. 1980. V. 81.
10. Mamedov T. N. et al. //J. Phys.: Condens. Matter. 1999. V. 11. P. 2849.
11. Мамедов Т. Н. Стойков А. В., Горелкин В. Н. //ЭЧАЯ. 2002. Т. 33, вып. 4. С. 1005.
12. Mamedov T. N. et al. //Physica B. 2003. V. 326, № 1-4. P. 97.
13. Мамедов Т. Н. и др. //Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 79. С. 25.
14. Kim H. et al. //Phys. Rev. B. 1998. V. 57. P. 15315.
15. Gorelkin V. N., Mamedov T. N., Baturin A. S. //Physica B. 2000. V. 289–290. P. 585.
16. Abela R. et al. //Нур. Int. 1994. V. 87. P. 1105.
17. Мамедов Т. Н. и др. Сообщение ОИЯИ Р14-2004-104. Дубна, 2004.
18. Mamedov T. N. et al. //Physica B. 2006. V. 374. P. 390.
19. Шпило В. Б., Звонарев Е. В., Кузей А. М. и др. Получение, свойства и применение порошков алмаза и нитрида бора. Минск: Белорусская наука, 2003.
20. Ralchenko V. G., Smolin A. A., Kononov V. I. et al. //Diamond and Relat. Mater. 1997. V. 6. P. 417.
21. Vlasov I. I., Ralchenko V. G., Obratsova E. D. et al. //Thin Solid Films. 1997. V. 308-309. P. 168.
22. Borchhi E. et al. //Phys. Rev. B. 2005. V. 71. P. 104103.
23. Gorelkin V. N., Mamedov T. N., Rubtsov D. V. //Нур. Int. С. 1996. V. 1. P. 191.
24. Абакумов В. Н., Перель В. И., Ясиевич И. Н. //ФТП. 1978. Т. 12. С. 3.
25. Елесин В. Ф. //УФН. 2005. Т. 175. С. 197.
26. Baturin A. S. et al. //Physica B. 2006. V. 374-375. P. 340.

Получено 30 января 2007 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 07.03.2007.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,87. Уч.-изд. л. 1,08. Тираж 300 экз. Заказ № 55686.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований  
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: [publish@jinr.ru](mailto:publish@jinr.ru)

[www.jinr.ru/publish/](http://www.jinr.ru/publish/)